

ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА И СТЕПЕНИ ШЕРОХОВАТОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ЗОНДА НА ЗОНДОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2020 г. Е. И. Прохорова^{а,*}, А. А. Платонов^а, С. И. Мольков^а, В. С. Игнахин^а, А. И. Назаров^а

^а *Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия*

**e-mail : prokhorova@petrsu.ru*

Поступила в редакцию 28.10.2019 г.

После доработки 19.12.2019 г.

Принята к публикации 19.12.2019 г.

В области поверхности зонда, введенного в плазму, имеются эмиссионные потоки, которые вносят изменения в определение ее параметров. Несмотря на существенное развитие теории зондов, при расчете параметров плазмы для экспериментально полученных вольт-амперных характеристик эмиссия электронов не учитывается, во многом из-за серьезного усложнения математического аппарата. Авторами рассчитана вероятность вылета электрона с шероховатой поверхности без столкновений. Представлены характеристики зондов из разных материалов (никель, вольфрам, молибден) в тлеющем разряде в гелии. Проведен анализ химического состава материалов зонда. Экспериментально показано, что материал зондов и состояние их поверхности (степень шероховатости) влияют на результаты зондовых измерений.

Ключевые слова: параметры плазмы, зонды, шероховатость поверхности, влияние на расчет параметров плазмы

DOI: 10.31857/S0367292120050078

1. ВВЕДЕНИЕ

Зондовая методика, разработанная еще в начале XX века, до сих пор остается одним из основных инструментов диагностики плазменных параметров: концентрации и температуры электронов, а также функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Во многом это объясняется простотой эксперимента по получению зондовой характеристики, которая в некоторых предельных случаях достаточно просто интерпретируется с использованием теорий [1, 2].

В работе [3] рассмотрено влияние процессов на поверхности стенки разрядной трубки на параметры плазмы. Эти процессы характерны и при взаимодействии плазмы с поверхностью зонда. В [4] рассматриваются различные типы эмиссии электронов с поверхности пылевых частиц, которые аналогичны зондам под плавающим потенциалом. Ранее в [5] показано, что вследствие эмиссии электронов заряд пылевых частиц может существенно в два и более раз уменьшиться, вплоть до смены знака заряда. Аналогичные явления должны иметь место и для зонда, что затрудняет интерпретацию зондовых измерений параметров плазмы. Процессы электронной эмиссии существенно зависят от материала и степени шероховатости поверхности зонда [3]. В данной работе экспериментально и теоретически рассмот-

рено влияние материала зонда и степени анизотропной шероховатости его поверхности на зондовые характеристики.

2. ХАРАКТЕРИСТИКИ АНИЗОТРОПНОЙ ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Будем считать, что поверхность описывается случайной функцией $z(x, y)$ с непрерывными производными $z_x = \partial z / \partial x$, $z_y = \partial z / \partial y$, где плоскость xy совпадает со средним уровнем поверхности. Двумерная плотность распределения вероятности случайных величин z_1, z_2 , соответствующих точкам $(x_1, y_1), (x_2, y_2)$, имеет вид [3]

$$f(z_1, z_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-\gamma^2}} \exp\left\{-\frac{z_1^2 + z_2^2 - 2\gamma z_1 z_2}{2\sigma^2(1-\gamma^2)}\right\}, \quad (1)$$

где σ – среднеквадратичные отклонения z от среднего уровня, $\gamma(r)$ – функция корреляции высот шероховатости зависящая от радиуса корреляции r . При расстоянии большем r случайные величины z_1 и z_2 статистически не связаны. Так как в эксперименте использовались цилиндрические зонды, у которых степени шероховатости вдоль и поперек различны, то модифицируем результаты [3] для поверхности с анизотропной шероховатостью.

При этом $\sigma^2 = \sigma_x \sigma_y$; σ_x, σ_y – среднеквадратичные отклонения z от среднего уровня вдоль и поперек зонда, γ – функция корреляции высот шероховатости для анизотропной поверхности:

$$\gamma = \exp \left\{ - \left(\frac{x_1 - x_2}{\rho_x} \right)^2 - \left(\frac{y_1 - y_2}{\rho_y} \right)^2 \right\}, \quad (2)$$

где ρ_x, ρ_y – радиусы корреляции вдоль и поперек зонда.

Рассмотрим две близкие точки $(x, y), (x + dx, y)$ и $(x, y), (x, y + dy)$. Используя выражение (1) с учетом (2), получаем плотности распределения вероятности случайных величин z_x и z_y

$$f_L(z_x) = \frac{\rho_x}{2\sqrt{\pi}\sigma_x} \exp \left\{ - \frac{\rho_x^2 z_x^2}{4\sigma_x^2} \right\}, \quad (3)$$

$$f_L(z_y) = \frac{\rho_y}{2\sqrt{\pi}\sigma_y} \exp \left\{ - \frac{\rho_y^2 z_y^2}{4\sigma_y^2} \right\}.$$

Для двух близких точек (x, y) и $(x + dx, y + dy)$ получаем плотность распределения вероятности случайных величин z_x, z_y

$$f_S(z_x, z_y) = \frac{\rho_x \rho_y}{4\pi\sigma^2} \exp \left\{ - \frac{\rho_x^2 z_x^2 + \rho_y^2 z_y^2}{4\sigma^2} \right\}. \quad (4)$$

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ШЕРОХОВАТОСТИ

Параметры $\sigma, \sigma_x, \sigma_y$ и ρ_x, ρ_y связаны с непосредственно измеряемыми характеристиками поверхности. В частности, σ определяется классом точности обработки поверхности, а ρ_x, ρ_y можно связать с отношением истинной площади поверхности с кажущейся Ψ_S , или отношением истинного расстояния на поверхности к кажущемуся Ψ_{Lx}, Ψ_{Ly} , которые определяются по профилограмме.

Очевидно, что Ψ_S и Ψ_{Lx}, Ψ_{Ly} равны математическому ожиданию величин $dS/dxdy$ и dl_i/dx_i соответственно, где dS и dl_i – элементы площади и длины на поверхности, соответствующие элементам $dxdy$ и dx, dy в плоскости xy . Учитывая, что $dS/dxdy = \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2}$, $dl_i/dx_i = \sqrt{1 + z_i^2}$ для Ψ_S и Ψ_{Li} , имеем

$$\Psi_S = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2} f_S(z_x, z_y) dx dy,$$

$$\Psi_{Li} = \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1 + z_i^2} f_L(z_i) dx_i.$$

Используя формулы (3), (4) для f_S, f_{Li} и аппроксимируя результаты интегрирования, получаем

$$\Psi_S \cong \sqrt{1 + \pi P_S^2}, \quad \Psi_{Li} \cong \sqrt{1 + 4P_{Li}^2/\pi}, \quad (5)$$

где $P_S = \sigma/\sqrt{\rho_x \rho_y}$, $P_{Lx} = \sigma_x/\rho_x$, $P_{Ly} = \sigma_y/\rho_y$ – параметры шероховатости реальной поверхности. Эти же параметры можно определить независимо по рассеянию лазерного излучения поверхностью [6]. В данной работе параметры шероховатости P_{Lx}, P_{Ly} определялись по профилограммам рельефа поверхности вдоль и поперек оси зонда по формуле

$$P_{Li} \cong \sqrt{\frac{\pi}{4} (\Psi_{Li}^2 - 1)}. \quad (6)$$

4. ВЕРОЯТНОСТЬ ВЫЛЕТА ЭЛЕКТРОНА С ШЕРОХОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ БЕЗ СТОЛКНОВЕНИЙ

Электроны, эмитируемые стенкой, могут испытывать повторные столкновения. При этом коэффициент эмиссии электронов уменьшается. Учесть это явление можно, вводя вероятность вылета частицы с шероховатой поверхности без столкновений P_f . Для расчета P_f определим среднеквадратичный тангенс угла наклона поверхности. Используя формулу (4) для f_{Li} , получаем $\langle z_x^2 \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} z_x^2 f_L(z_x) dz_x = 2P_{Lx}^2$, $\langle z_y^2 \rangle = 2P_{Ly}^2$ вдоль и поперек зонда. Среднеквадратичный тангенс угла наклона функции $z(x, y)$ в произвольном направлении по поверхности зонда равен $\langle z_{xy}^2 \rangle = 2P_{Lx}P_{Ly} = 2P_S^2$. Тогда средний угол наклона поверхности относительно плоскости xy θ_f будет приблизительно равен

$$\theta_f \cong \arctg \sqrt{\langle z_{xy}^2 \rangle} = \arctg \sqrt{2} P_S. \quad (7)$$

Пусть ϕ – угол рассеяния частицы поверхностью, отсчитываемый от среднего уровня. Считая, что все направления в пределах от 0 до $\pi/2$ равновероятны, для вероятности рассеяния частицы в пределах $d\phi$ имеем $dP_\phi = 2d\phi/\pi$. Введем вероятность вылета частицы под углом ϕ без повторных столкновений $P(\phi)$. Очевидно, $P(\phi) = 0$ при $0 < \phi < \theta_f$ и $P(\phi) = 1$ при $\theta_f < \phi < \pi/2$. Тогда вероятность вылета частицы с поверхности без столкновений будет равна

$$P_f = \int_0^{\pi/2} P(\phi) dP_\phi = \frac{2}{\pi} \arctg \frac{1}{\sqrt{2} P_S}, \quad (8)$$

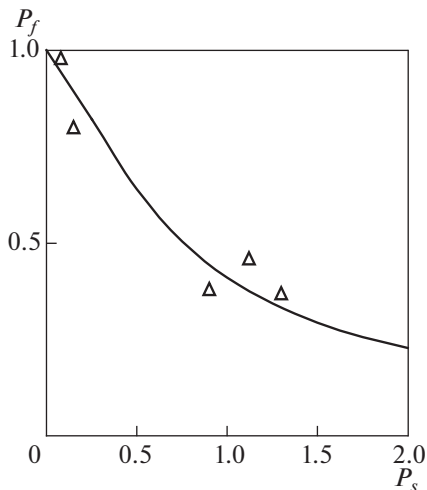


Рис. 1. Зависимость P_f от параметра шероховатости P_s ; Δ – эксперимент; (–) – расчет по формуле (8).

где для θ_f использована формула (7). На рис. 1 приведена зависимость P_f от P_s , рассчитанная по формуле (8), в сравнении с экспериментальными данными по вероятности вылета электронов с шероховатой поверхности для различных материалов с различной степенью изотропной шероховатости [3]. Зависимости P_f от материала не прослеживается. Соответствующие значения, приве-

денные на рисунке, определены путем обработки профилограмм поверхностей, полученных с помощью электронного микроскопа с использованием формулы (5) для Ψ_L .

5. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТИ ЗОНДОВ

Для изготовления цилиндрических зондов использовалась коммерческая никелевая проволока диаметром 200 мкм. Химический состав провода был исследован методом рентгенофлуоресцентного анализа на электронном микроскопе Hitachi SU1510 с ЭДА спектрометром-приставкой Thermal Scientific 4495B-1UES-SN. Анализ состава помимо никеля (свыше 92 весовых %) показал наличие небольшого количества углерода, что может быть объяснено загрязнением поверхности органикой.

Шероховатость поверхности зондов исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа НТ-МДТ “Интегра-Прима” с использованием кантилевера DCP-20. Измерения проводились в контактном и полуконтактном режимах, которые давали в целом близкие результаты. На рис. 2 представлены профилограммы рельефа поверхности образцов № 1 коммерческого никелевого провода диаметром 200 мкм, полученные в полуконтактном режиме и обработанного абразивом для увеличения шероховатости образца № 2. Раз-

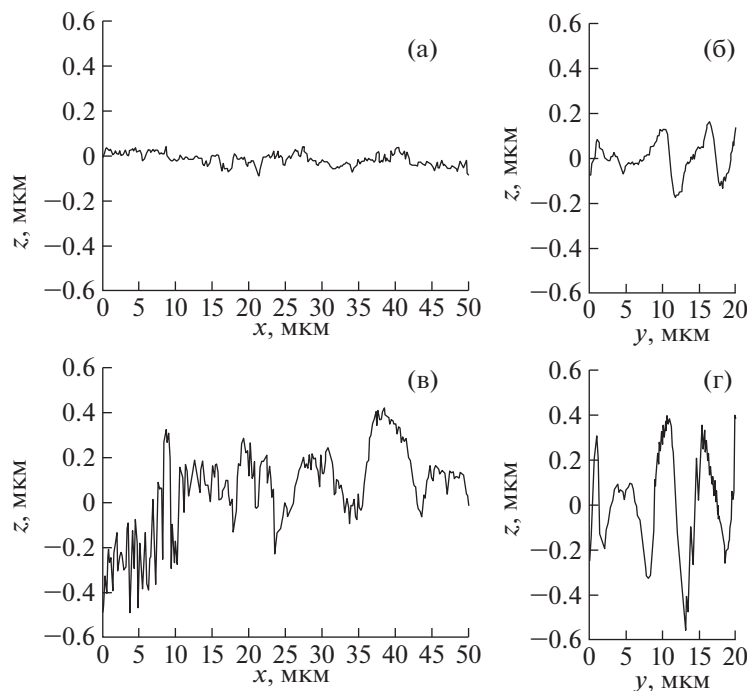


Рис. 2. Профилограммы поверхности образца № 1 (а), (б) и образца № 2: (в), (г); а, в – направление вдоль оси провода, б, г – направление поперек оси зонда.

мер скана составляет 50×20 мкм², где $x = 50$ мкм — длина скана вдоль оси провода, $y = 20$ мкм — ширина скана в направлении поперек оси.

Как видно из рис. 2, шероховатость поверхности провода анизотропна. Очевидно наличие продольных особенностей (канавок), что, вероятно, обусловлено технологическим процессом производства проволоки, при котором ее вытягивают через фильеру. Шероховатость образцов рассчитывалась по полному скану 50×20 мкм² по формуле (6). Для образца № 1 $P_{Lx} = 0.071$, $P_{Ly} = 0.13$, $P_S = \sqrt{P_{Lx}P_{Ly}} = 0.096$. Вероятность вылета частицы с поверхности без столкновений согласно (8) $P_f = 0.914$. Для образца № 2 $P_{Lx} = 0.41$, $P_{Ly} = 0.46$, $P_S = \sqrt{P_{Lx}P_{Ly}} = 0.435$, $P_f = 0.649$. Чем больше параметр шероховатости поверхности P_S , тем меньше вероятность вылета электрона с поверхности без столкновений. Для образца № 1 примерно 10% электронов эмиссии не покидают зонд, а для образца № 2 таких электронов уже 35%. Аналогичные результаты характерны и для зондов из молибдена и вольфрама.

6. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерения проводились в тлеющем разряде в гелии при разрядном токе 30 мА в цилиндрической разрядной трубке длиной 65 см и диаметром 3 см с холодными электродами. Давление газа при перепополнении трубки поддерживалось вблизи 1 Торр ($p = 1 \pm 0.06$ Торр). Трубка питалась от стабилизированного источника тока. Анодное напряжение составляло 500 ± 20 В. Расстояние между катодом и анодом составляло 57 см. Сменный одиночный зонд располагался на оси трубки на расстоянии 25 см от анода. Длина зонда 5 мм, а диаметр 200 мкм. Для определения напряженности электрического поля в разряде использовался второй зонд, расположенный на расстоянии 5 см от сменного зонда. При этом напряженность поля составляла $E_z = 3.9 \pm 0.3$ В/см. Зонды изготавливались из никеля, вольфрама и молибдена. Для каждого материала проводились две серии измерений: при необработанной поверхности зонда и после обработки поверхности зонда абразивом. Для питания зондов использовались стабилизированные аналоговые источники тока.

Для измерения напряжения и тока зонда использовались измерительные приборы класса точности 0.2. Поэтому наибольшая погрешность измерений, связанная с приборами, не превышала 5%. Для каждого зонда характеристики снимались в нескольких порциях газа. Измерения повторялись 8–10 раз. Разброс результатов измере-

ний для наибольших значений электронного и ионного токов для каждого зонда составлял 3%. Одновременно проводился расчет концентрации и температуры электронов.

7. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА

Длина свободного пробега ионов гелия $\lambda_i = 1/(\sqrt{2}\sigma_{ir}n_a) \approx 2.9 \times 10^{-3}$ см, где n_a — концентрация атомов, σ_{ir} — усредненное транспортное сечение столкновений ионов с атомами. Учитывая, что λ_i много меньше радиуса трубки R , для определения концентрации и температуры электронов использовались закон Ома и уравнение равновесия плазмы в диффузионном режиме

$$j = \sigma_e E_z = en_e \mu_e E_z = \frac{e^2 n_e}{m_e n_a Q_{ea}} E_z,$$

где Q_{ea} — константа скорости столкновения электронов с атомами [7]; e — элементарный заряд; m_e — масса электронов; σ_e , μ_e — проводимость и подвижность электронов. Для n_e получаем

$$n_e [\text{см}^{-3}] = 2.25 \times 10^{12} \frac{p[\text{Торр}][\text{А}]}{R^2[\text{см}]E_z[\text{В/см}]} \quad (9)$$

Концентрация электронов на оси разряда $n_0 = 2.315n_e$. Расчетная концентрация электронов по формуле (9) $n_e = (7.7 \pm 0.6) \times 10^9$ см⁻³, $n_0 = (1.78 \pm 0.14) \times 10^{10}$ см⁻³.

При определении температуры электронов необходимо учесть, что в общем случае ФРЭЭ является немаксвелловской с сильно обедненным “хвостом” и даже нелокальной. Поэтому под T_e подразумевается некоторая эффективная температура, величина которой определяется из уравнения равновесия плазмы. В стационарном режиме для положительного столба разряда, контролируемого амбиполярной диффузией, в пренебрежении объемной рекомбинацией, уравнение равновесия плазмы для частоты ионизации z_e имеет вид [7]

$$z_e = n_a \beta(T_e) = D_{am} / \Lambda^2, \quad (10)$$

где $\beta(T_e)$ — коэффициент ионизации, n_a — концентрация атомов, Λ — диффузионная длина ($1/\Lambda^2 = (\xi_1/R)^2$ — для цилиндрической разрядной камеры радиуса R , $\xi_1 = 2.405$); $D_{am} = D_i T_e / T_i$ — коэффициент амбиполярной диффузии, D_i — коэффициент ионной диффузии, равный в приближении Чепмена–Энскога $3\sqrt{\pi T_i / m_a} / (8n_a \sigma_{ir})$ [8], T_i , m_a — температура и масса ионов (атомов), где σ_{ir} — усредненное транспортное сечение столк-

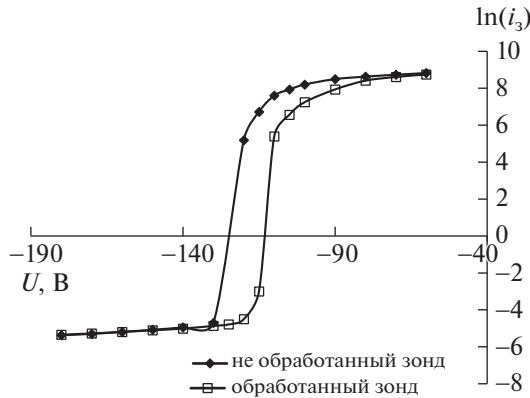


Рис. 3. Зондовые характеристики (зависимость логарифма зондового тока i_3 от напряжения U между зондом и анодом). Материал зонда – никель.

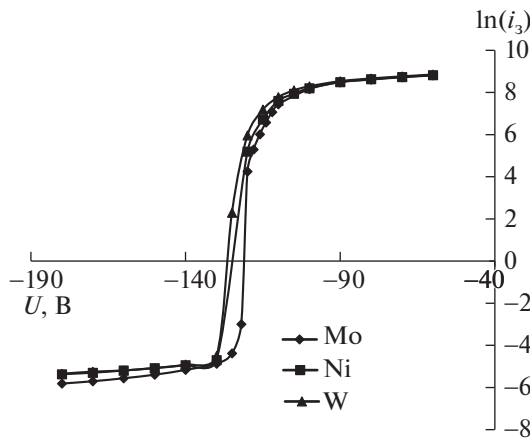


Рис. 4. Зондовые характеристики, полученные при различных материалах зонда до обработки абразивом.

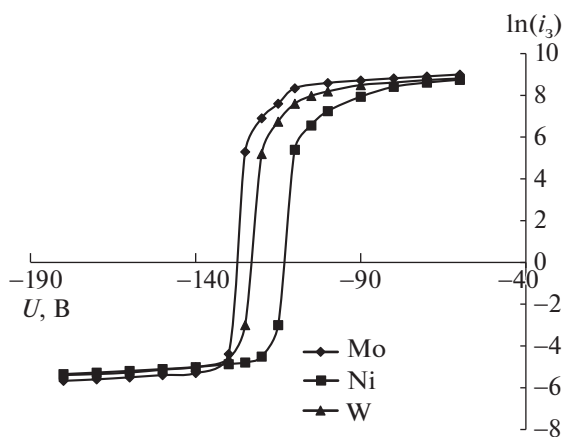


Рис. 5. Зондовые характеристики, полученные при различных материалах зонда после обработки абразивом.

новений ионов с атомами. Используя для $\beta(T_e)$ линейную аппроксимацию сечения ионизации с константой C и энергией ионизации газа E_a [7], получаем уравнение для определения эффективной температуры T_e :

$$n_a \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}} C (E_a + 2T_e) \exp\left(-\frac{E_a}{T_e}\right) = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi T_i}{m_a}} \frac{1}{n_a \sigma_{tr}} \frac{T_e}{T_i} \frac{1}{\Lambda^2}. \quad (11)$$

Для температуры электронов T_e получаем трансцендентное уравнение

$$T_e = E_a \left[\ln \left(k \sqrt{\frac{T_i}{T_e}} \left(1 + \frac{2T_e}{E_a} \right) (n_a R)^2 \right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

где $T_i \approx T_a$ – температура атомов (в расчетах принималось $T_i \approx T_a = 0.26$ эВ), $k = 16\sqrt{2 m_a / m_e} \sigma_{tr} C E_a / 3\pi \xi_1^2$. Для разряда в гелии $k = 8.6 \times 10^{-30}$ см⁴ [8, 9].

С помощью (12) получаем аппроксимационную формулу для T_e

$$T_e [\text{эВ}] = \frac{24.6}{6.9 + 2 \ln(pR [\text{Торр} \cdot \text{см}])}. \quad (13)$$

Расчетная температура электронов по формулам (12), (13) $T_e = 3.2 \pm 0.1$ эВ.

По данным Грановского [10] для температуры электронов получаем близкое значение $T_e = 3.18$ эВ.

8. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ВЫВОДЫ

Зондовые характеристики гладкого и шероховатого зондов из различных материалов приведены на рис. 3–5. Для измерения напряжения и тока зонда использовались измерительные приборы класса точности 0.2. Поэтому наибольшая погрешность измерений, связанная с приборами, не превышала 5%. Для каждого зонда характеристики снимались в нескольких порциях газа. Измерения повторялись 8–10 раз. Разброс результатов измерений для наибольших значений электронного и ионного токов для каждого зонда составлял 3%.

По ионной части зондовых характеристик определялась концентрация электронов на оси разряда. Результаты этих измерений для гладких и обработанных абразивом зондов для различных

Таблица 1.

Материал зонда	Образец № 1 (гладкий)	Образец № 2 (шероховатый)
	$n_0, 10^9 \text{ см}^{-3}$	
Ni	6.9	8.9
W	8.1	9.6
Mo	14	10

материалов зонда приведены в табл. 1. Для расчетов использовалась формула связи ионного тока зондовой характеристики с концентрацией электронов для разряженной плазмы [7].

Полученные значения n_0 для гладких зондов из различных материалов слишком отличаются (значительно больше 3%), что свидетельствует о сильном влиянии эмиссии электронов с поверхности зонда. Развитая шероховатость для образца № 2 уменьшает эмиссию, и значение величины n_0 для зондов из различных материалов отличаются незначительно.

Для описания полного тока через зонд уравнение баланса заряда должно включать все потоки частиц, поступающих или покидающих поверхность зонда [4]. Пренебрегая малыми потоками термоавтоэлектронов и фотоэлектронов, имеем

$$J_p = J_e - J_i - P_f \sigma J_e - P_f \gamma J_i, \quad (14)$$

где J_p – плотность потока заряженных частиц через зонд, J_i, J_e – плотности потоков ионов, электронов, $P_f \gamma J_i, P_f \sigma J_e$ – плотности потоков электронов ион-электронной и вторичной электронной эмиссии, $\sigma = \delta + r$ – коэффициент вторичной электронной эмиссии, δ, r – усредненные по ФРЭЭ коэффициенты истинно вторичных и упруго отраженных электронов, γ – коэффициент ион-электронной потенциальной эмиссии $\gamma \approx 0.016(E_a - 2W_0)$, W_0 – работа выхода [7]. Для зонда под плавающим потенциалом $J_p = 0$. Тогда

$$J_e(1 - P_f \sigma) = J_i(1 + P_f \gamma). \quad (15)$$

Наличие дополнительных множителей в уравнении (15), зависящих от параметров $P_f, \sigma(T_e), \gamma$ ведет к изменению плавающего потенциала на вольт-амперной характеристике зонда, что хорошо видно на рис. 3–5.

Электронные температуры, определенные по линейной части зондовых характеристик (см. рис. 3–5), составляют $T_e = 1 \pm 0.2$ эВ. При обра-

ботке зондовых характеристик по методике, предложенной в [11], используя наклон зондовой характеристики в электронной области вблизи точки перегиба, где исключается влияние ионного тока, полученные величины электронной температуры составляют $T_e = 3.2 \pm 0.3$ эВ.

Такие различия, на наш взгляд, связаны с тем, что не учитывается электронная эмиссия с поверхности зонда для обеих методик.

Таким образом, в работе показана необходимость при интерпретации зондовых измерений параметров плазмы учитывать влияние материала зонда и степени шероховатости его поверхности.

Полученные результаты могут оказать влияние на развитие методов описания пылевой плазмы, поскольку материал пылевой частицы и степень шероховатости ее поверхности, также, как и шероховатость зонда могут оказывать влияние на физические процессы, особенно в природных плазменно-пылевых системах [12–14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mott-Smith H., Langmuir I.* // Phys. Rev. 1926. V. 28. P. 727.
2. *Allen J.E., Boyd R.L.F., Reynolds P.* // Proc. Phys. Soc. 1957. V. B70. P. 297.
3. *Мольков С.И.* // Уч. зап. Петрозаводского гос. ун-та. Естественные и технические науки. 2012. № 2(123). С. 88.
4. *Мольков С.И., Савин В.Н.* // Физика плазмы. 2017. Т. 43. С. 193.
5. *Мольков С.И., Савин В.Н.* // Научно-технич. ведомости Санкт-Петербургского гос. политехнического ун-та. Физ.-мат. науки. 2013. № 165. С. 80.
6. *Мольков С.И.* Лазеры, измерения, информация: сб. науч. тр. СПб.: Изд-во СППУ. 2010. Т. 1. С. 14.
7. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Интеллект, 2009.
8. *Смирнов Б.М.* Ионы и возбужденные атомы в плазме. М.: Атомиздат, 1974.
9. *Мак-Даниэль И., Мэзон Э.* Подвижность и диффузия ионов в газах. М.: Мир, 1976.
10. *Грановский В.Л.* Электрический ток в газе. М.: Физматгиз, 1959.
11. *Каган Ю.М., Перель В.И.* // УФН. 1963. Т. 81. С. 409.
12. *Vladimirov S.V., Ostrikov K., Samarian A.A.* Physics and applications of complex plasmas. London: Imperial College, 2005.
13. *Копнин С.И., Моржакова А.А., Попель С.И., Шукла П.К.* // Физика плазмы. 2011. Т. 37. № 8. С. 745.
14. *Popel S.I., Zelenyi L.M., A.P. Golub', Dubinskii A. Yu.* // Planetary Space Sci. 2018. V. 156. P. 71.